

04

©1994 г.

## ИОНИЗАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТАУНСЕНДОВСКОГО РАЗРЯДА

*И.Д.Каганович, М.А.Федотов, Л.Д.Цендин*

Исследовался переход от таунсендовского к нормальному тлеющему разряду в неоне в области давлений от 50 до 200 Тор при расстояниях между электродами (диаметром 15 мм) от 1 до 7 мм и токах до 1 мА. Показано теоретически и экспериментально, что таунсендовский разряд при этих давлениях становится неустойчивым уже при весьма малых плотностях тока, когда напряжение горения разряда падает на несколько процентов по отношению к напряжению его зажигания. В результате развития неустойчивости образуется двухмерный разряд сложной формы. В противоположность нормальному разряду видимый размер шнура может уменьшаться с ростом тока. При переходе от таунсендовского разряда к нормальному при давлениях больше 100 Тор наблюдаются сильные релаксационные колебания. С ростом тока разряд переходит в обычную нормальную форму, но возможны также режимы, сопровождаемые небольшими колебаниями полного тока.

### Введение

Таунсендовский разряд (ТР) наблюдался сравнительно давно [1], однако исследования неустойчивости шнурования в ТР почти не производились. Между тем ТР представляет простейшую форму газового разряда, в котором влияние самосогласованного поля минимально. Поэтому исследование его устойчивости и формирования пространственно-неоднородной двух- и трехмерной структур может пролить свет на механизмы таких явлений в более сложных системах.

Было известно, что в таунсендовском разряде могут развиваться неустойчивости, приводящие к шнурованию при средних давлениях [2] и к развитию колебаний разрядного тока и напряжения [3]. Оказывается, что при переходе от таунсендовского к нормальному тлеющему разряду (НТР) могут возникать сложные двухмерные формы разряда с развитыми колебаниями разрядного тока, выпадающие из классификации Клярфельда [4].

С целью детального изучения области перехода от таунсендовского разряда к нормальному была предпринята настоящая работа.

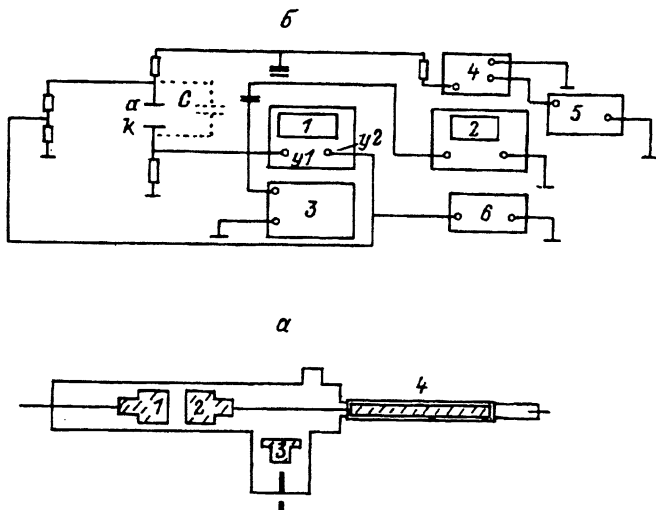


Рис. 1.

*a* — экспериментальный прибор: 1 — катод, 2 — анод, 3 — вспомогательный электрод, 4 — магнит для перемещения анода; *б* — блок-схема экспериментальной установки: 1 — двухлучевой осциллограф; 2 — запоминающий анализатор спектра сигнала; 3 — прибор, регистрирующий ток разряда; 4 — высоковольтный блок питания с аналоговым входом; 5 — генератор пилообразных колебаний; 6 — прибор, регистрирующий напряжение на аноде.

### Описание экспериментальной установки

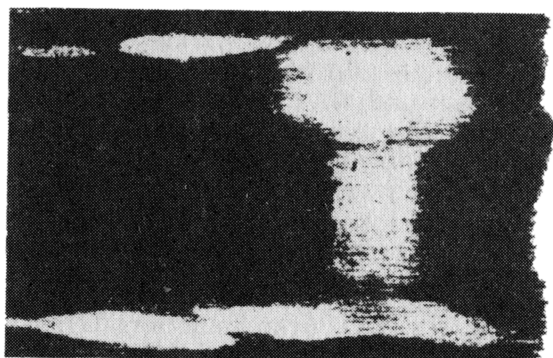
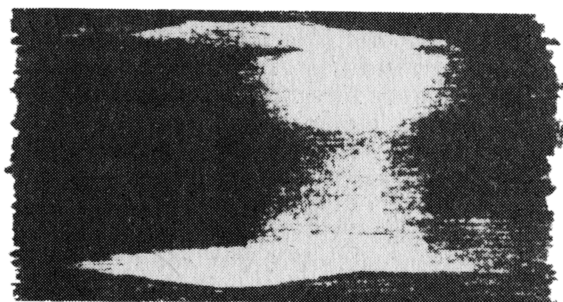
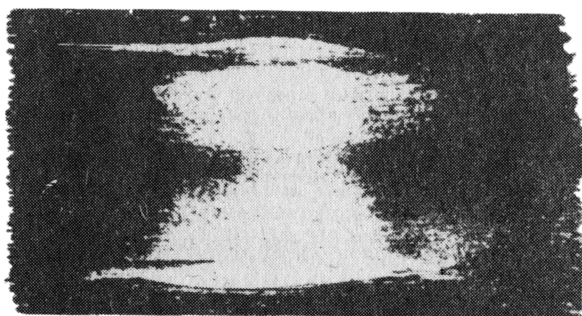
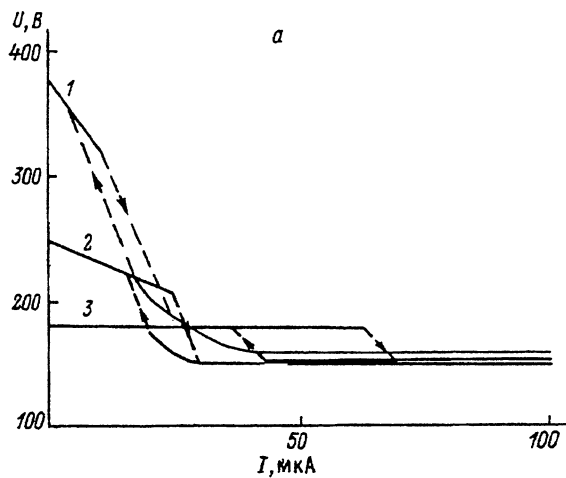
Измерение проводилось в чистом неоне в диапазоне давлений 50–200 Тор в приборе, показанном на рис. 1, *a*.

Экспериментальный прибор (рис. 1, *a*) был изготовлен из молибденового стекла, обезгажен при температуре 400° С. При масс-спектрометрическом анализе наполнения примеси обнаружены не были. Массивные электроды, изготовленные из Al 99.999%, имели непараллельность поверхностей не более 0.015 рад, диаметр 15 мм. Все измерения проводились в течение времени, недостаточном для нагревания поверхности катода более чем на 2° С. Анод перемещался одновременно со стальным грузиком с помощью постоянного магнита из Co-Sm сплава. Третий электрод по геометрии и составу был полностью аналогичен катоду и аноду и использовался в качестве геттера для очистки неона и гарантии чистоты газа в процессе экспериментов.

При подаче пилообразного напряжения с генератора 5 (рис. 1, *б*) происходило повышение напряжения на выходе высоковольтного генератора 4. Ток и напряжение разряда регистрировались двухкоординатным самописцем, входные блоки которого обозначены на блок-схеме цифрами 3–6 соответственно. Осциллограммы колебаний тока и напряжения разряда наблюдались посредством высокочастотного, двухлучевого осциллографа 1; для регистрации спектра разряда был использован запоминающий анализатор спектра 2.

### Результаты экспериментов, таунсендовский разряд

Типичный вид вольт-амперной характеристики (ВАХ) показан на рис. 2, *a*. На ВАХ отчетливо видны три области: левая, соответствующая таунсендовскому разряду, правая, полностью совпадающая с



**Рис. 2.**

а — ВАХ:  $p = 50$  Тор, 1 —  $L = 1$ , 2 — 4, 3 — 9 мм;  
 б — вид двумерного разряда при  $p = 100$  Тор,  $L = 4$  мм; сверху вниз — средний по времени ток  $\bar{I} = 20, 30, 40$  мкА.

ВАХ нормального разряда, и промежуточная, переходная область, которая может трактоваться как поднормальный разряд.

Все ВАХ снимались в двух направлениях: сначала при росте тока от нуля до максимального, а затем — при его уменьшении. При этом участки, соответствующие ТР и НТР, совпадали с большой точностью, а переход от поднормального к таунсендовскому обнаруживал значительный гистерезис. В некоторых случаях небольшой гистерезис наблюдался при переходе от нормального разряда к поднормальному. Вольт-амперные характеристики такого же вида получены в [2,5].

Разряды в режимах, соответствующих отдельным участкам, резко отличаются друг от друга. В области ТР имеется слабое диффузное свечение. При совсем малых токах оно сосредоточено около анода, поскольку концентрация электронов и свечение, пропорциональные  $\exp \int_0^x \alpha dx$ , где  $\alpha$  — коэффициент Таунсенда, максимальны у анода. С ростом тока свечение распространяется до поверхности катода.

Это происходит при такой концентрации ионов, когда  $\int_0^x \alpha(E) dx$  “насыщается” вблизи катода за счет искажения поля объемным зарядом и сильной зависимости  $\alpha$  от поля  $E$  при малых  $E$ . При этом максимум ионизации перемещается от анода по направлению к катоду [6], что приводит в конце концов к формированию катодного слоя.

В области свечения наблюдаются страты, связанные с релаксацией пучка электронов, испущенных с катода, к однородной функции распределения в заданном поле  $E$  [7,8]. Расстояние между стратами соответствует падению напряжения на страте, близкому к первому потенциалу возбуждения.

При достижении некоторого критического тока  $I_1$  таунсендовский разряд становится неустойчивым и разряд стягивается в шнур диаметром 2–4 мм. При этом светящееся катодное пятно соединено с анодом цилиндрическим плазменным столбом. Область свечения видоизменяется при увеличении тока и приобретает вид керосиновой лампы (рис. 2,б) с сужением у анода. Помимо пятна на катоде и плазменного столба в переходном режиме между ТР и НТР наблюдаются остатки диффузного свечения в области примыкающей к столбу. При токах, превышающих некоторое значение  $I_2$ , диффузное свечение полностью исчезает, площадь пятна сильно уменьшается и при дальнейшем увеличении тока наблюдается НТР.

### Неустойчивость таунсендовского разряда

Таунсендовский разряд при средних давлениях обладает слабо падающей ВАХ. Как мы увидим ниже, падение напряжения даже на несколько процентов может приводить к неустойчивости. Поэтому любые малые эффекты, приводящие к падающей ВАХ, могут вызывать неустойчивость разряда. Такими причинами могут быть искажение поля объемным зарядом, нагрев газа или зависимость коэффициента электронной эмиссии  $\gamma$  от энергии ионов и соответственно от величины поля на катоде [3]. Уменьшение напряжения горения разряда легко определить в предположении малых  $\gamma$  и малой неоднородности поля.

Уравнения, описывающие эволюцию электронной  $n_e$  и ионной  $n_i$  концентраций, и уравнение Пуассона имеют вид

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e(n_i - n_e),$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} n_e v_e - D_e \Delta n_e = \alpha(E) v_e n_e,$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - \operatorname{div} n_i v_i = \alpha(E) v_e n_e \quad (1)$$

с граничными условиями на аноде  $n_i = 0$  при  $x = L$  и на катоде

$$\Gamma_e \equiv n_e v_e = \gamma n_i v_i = \gamma \Gamma_{ik} = \frac{\gamma}{1 + \gamma} \frac{j}{e}$$

при  $x = 0$ ;  $v_e, v_i$  — дрейфовые скорости электронов и ионов;  $\Gamma_e, \Gamma_i$  — их потоки;  $L$  — межэлектродный промежуток;  $D_e$  — коэффициент диффузии электронов;  $j$  — плотность тока.

Поскольку искажения поля малы, то можно считать  $v_i$  и  $v_e$  постоянными, а учитывать неоднородность поля только в выражении для коэффициента Таунсенда  $\alpha$ . Для стационарного разряда профиль концентрации ионов будет иметь вид:

$$n_i = \frac{\Gamma_{ik}(1 + \gamma)}{v_i} \left[ 1 - e^{-\int_0^L \alpha dx} \right]. \quad (2)$$

Для малых токов, когда

$$\hat{\alpha} 4\pi e n_i L^2 \ll v_0, \quad (3)$$

где  $\hat{\alpha} = \partial \ln \alpha / \partial \ln E$ ,  $v_0$  — напряжение зажигания, изменение  $\alpha$  с полем невелико и вторым слагаемым в квадратных скобках (2) можно пренебречь при  $L - x < 1/\alpha \ll L$ .

Таким образом, кроме малой области вблизи анода концентрацию ионов  $n_i(x)$  можно считать постоянной, а электронная концентрация мала по сравнению с  $n_i$ . Уменьшение напряжения определится из условия стационарности разряда

$$\int_0^L \alpha dx = \ln \left( \frac{1}{\gamma} + 1 \right). \quad (4)$$

Подставляя линейный профиль поля

$$E = \frac{V_0}{L} + \frac{\delta V}{L} - 4\pi e n_i \left( x - \frac{L}{2} \right),$$

найдем уменьшение напряжения горения разряда по сравнению с напряжением зажигания [9, §21]

$$\frac{\delta V}{V_0} = -\frac{\frac{2L}{3} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial E^2} (\pi enL)^2 + \frac{\partial \ln \gamma}{\partial E} 2\pi enL}{\frac{\partial \alpha}{\partial E} V_0} - \frac{\overline{\delta T}}{T}. \quad (5)$$

где  $\overline{\delta T}$  — усредненный по разрядному промежутку нагрев газа,  $T$  — температура электродов.

Первый член соответствует влиянию неоднородности поля и приводит к параболический зависимости  $\delta V \ll V_0$  от тока, второй член учитывает увеличение  $\gamma$  за счет роста поля на катоде, третий описывает средний разогрев газа. Второй и третий члены дают линейно падающую ВАХ, которая может приводить к неустойчивости при малых плотностях тока.

Исследуем систему уравнений (1) на устойчивость, ограничившись двухмерным случаем.

Будем искать решение для возмущения в виде  $\Gamma_e(y, x) = \Gamma_e(x) \sin kye^{\Omega t}$ . Поскольку эволюция разряда определяется ионными временами, то временными производными в электронном уравнении можно пренебречь и получить (при  $\alpha = \text{const} = \alpha(V/L)$ ) выражение для возмущения электронного потока в виде

$$\Gamma_e(x) = \Gamma_e(0) e^{(\alpha - \frac{D_e}{v_e} k^2)x}. \quad (6)$$

Интегрируя ионное уравнение по разрядному промежутку и выражая ионизацию через электронный поток, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \int n_i dx = \Gamma_e(L) - \Gamma_e(0) - \Gamma_i(0) - D_e \int \Delta n_e dx. \quad (7)$$

Вблизи границы неустойчивости время ее развития много больше ионного времени  $L/v_i$ , поэтому профиль ионной концентрации можно считать квазистационарным и при условии (3) однородным. Используя (6), (7), получим выражение для декремента  $\Omega_d$  с точностью до членов  $(\ln \gamma)^{-1}$

$$\Omega_d = -\frac{D_e}{v_e} v_i k^2 = -D_{ef} k^2. \quad (8)$$

Парадоксальным на первый взгляд является тот факт, что электронная диффузия приводит к малому декременту, порядка ионного обратного диффузионного времени. Дело в том, что если размножение электронов определяется ион-электронной эмиссией с катода, то электронная лавина за время прохода от катода к аноду  $L/v_e$  расплывается на расстояние

$$\Delta r \sim \left( \frac{D_e L}{v_e} \right)^{1/2} \quad (9)$$

где  $D_e$  — коэффициент диффузии электронов.

Процесс расплывания повторится через время  $L/v_i$ , необходимое рожденным лавиной ионам для дрейфа на катод. В результате за время  $t$  неоднородность продиффундирует на расстояние  $r^2 = (\Delta r)^2 \cdot v_i t / L$ ,

поскольку при диффузии складываются дисперсии. Эффективный коэффициент диффузии

$$D_{ef} = r^2/t = \frac{v_i D_e}{v_e} \quad (10)$$

равен амбиполярному.

Любой процесс, увеличивающий значение  $\int_0^L \alpha dx$  при заданном напряжении  $V$ , дает инкремент неустойчивости. Формула для инкремента получается аналогично (8)

$$\Omega_i = v_i \frac{\partial \alpha}{\partial E} \frac{\partial V}{\partial n} \frac{n}{V} \frac{\gamma_i + \gamma_\Phi}{\gamma_1 + \gamma_\Phi v_i/v_e} f(kL), \quad (11)$$

где  $\partial V/\partial n$  дается формулой (5), а функция  $f(z)$  учитывает искривление силовых линий неоднородным вдоль  $y$  объемным зарядом.

Если профиль ионной концентрации пропорционален  $\cos(ky)$ , то решение уравнения Пуассона между плоскопараллельными проводящими плоскостями имеет вид

$$\varphi = \left( -\frac{4\pi e n_0}{k^2} + Achkx + Bshkx \right) \cos ky,$$

$$\varphi(x=0) = 0; \quad \varphi(x=L) = V.$$

Значение  $\int \alpha(E(\xi)) d\xi$ , взятое вдоль силовой линии между электродами, отличается от значения  $\int_0^L \alpha(E(x)) dx$ , вычисленного без учета двумерных эффектов (при  $k=0$ ), множителем

$$f(kL) = \frac{3}{(kL)^2} \left[ 1 - \frac{\text{th } kL}{kL} \right].$$

Удлинение силовых линий при заданной разности потенциалов между анодом и катодом соответствует уменьшению среднего поля по сравнению с  $V/L$  и приводит к уменьшению интеграла  $\int_0^L \alpha dx$  и соответственно инкремента. Для флуктуаций с  $kL \ll 1$   $f \rightarrow 1$  и искривление можно не учитывать.

Сравнивая выражения для декремента и инкремента, находим, что неустойчивость развивается при малых значениях  $\delta V/V_0$

$$\delta V \approx \frac{\partial V}{\partial n_i} \approx \frac{T_e (kL)^2 \ln(1/\gamma)}{ef(kL)\hat{\alpha}}, \quad (12)$$

где  $T_e = eD_e \cdot E/v_e$  — эффективная температура электронов;  $k$  — минимальное волновое число, определяющееся поперечным размером электродов.

При больших значениях  $pL$ , когда величина  $\alpha$  сильно зависит от  $E$ , данная неустойчивость должна развиваться жестко, поскольку постоянная Ландау, пропорциональная  $\partial^2 \alpha / \partial E^2$ , больше нуля [10]. Поэтому переход к двумерному разряду и обратно происходит со значительным гистерезисом (рис. 2,а). Токи перехода существенно зависят от способа управления изменением тока разряда. При автоматическом, быстром (время измерения ВАХ 10 с) управлении токи перехода были на 10–30% больше, чем при ручном (со временем порядка 10 мин) изменении.

Значение напряжения, соответствующее потере устойчивости, хорошо согласуется со значениями, даваемыми формулой (12). Это свидетельствует о том, что основным стабилизирующим механизмом является поперечная амбиполярная диффузия. Например, при условиях, соответствующих рис. 2,а (ток перехода  $I_c = 22.5$  мкА,  $p = 50$  Тор,  $L = 4$  мм), правая часть (12) дает  $\delta V = 50$  В, тогда как экспериментальное значение равно  $\delta V = 32$  В. При расчете мы использовали следующие значения параметров:  $T_e = D_e(E_0)/v_e(E_0) = 6$  эВ [11],  $\ln(1/\gamma + 1) = \alpha(E_0)L = 1.2$ ,  $\hat{\alpha} = 2$ , соответствующие экспериментально наблюдавшемуся полю  $E_0 = V_0/L$ . В этих условиях расчет инкремента, согласно (5), дает, что тепловой механизм неустойчивости дает малый вклад (при  $I = I_c$  разогрев газа не превосходил  $0.1^\circ$  С), тогда как учет искажения поля ионным объемным зарядом (5), (12) дает значение  $I_c = 20$  мкА. Следует однако иметь в виду, что выражение (5) для ВАХ в этих условиях, строго говоря, неприменимо, так как искажение поля вдоль  $x$  уже при  $I \leq I_c$  не является малым. Это подтверждается тем, что при малых токах максимум интенсивности свечения наблюдался в соответствии с (3) у анода, тогда как при  $I \sim 10$  мкА происходил переход к режиму, в котором интенсивность свечения была ближе к однородной. Кроме того, при выводе (5) концентрация ионов полагалась не зависящей от  $x$ . С этими же обстоятельствами связан, по-видимому, тот факт, что ВАХ разряда при  $I \leq I_c$  отклоняется от квадратичной зависимости  $\delta V \sim I^2$ , предлагаемой простой формулой (5).

Кроме шнурования в разряде могут развиваться неустойчивости, приводящие к развитию колебаний полного тока и напряжения разряда [3]. Для этого необходимо выполнение хотя бы одного из условий

$$R < R_d, \quad \Omega_i > 1/(RC),$$

где  $R, C$  — сопротивление и емкость системы разряд-внешняя цепь;  $R_d$  — дифференциальное сопротивление разряда.

Колебания в разряде начнут развиваться раньше, чем шнурование, если

$$\frac{1}{RC} < \Omega_d, \quad (13)$$

где  $\Omega_d$  определено согласно (8).

В наших экспериментах при превышении величиной  $RC$  некоторого порогового значения  $(RC)_k$  ток перехода в двумерное состояние разряда начал уменьшаться с ростом  $RC$ , что хорошо коррелирует с критерием (13). Например, при  $p = 50$  Тор,  $d = 9$  мм экспериментальное значение  $(RC)_k = 1.4 \cdot 10^{-3}$  с, а величина  $\Omega_d = 1.6 \cdot 10^3$  с $^{-1}$ .



## Состояния разряда после развития неустойчивости

В случае, если  $RC$  достаточно мало, колебания не развиваются во всей переходной области от таунсендовского разряда к нормальному [12]. При развитии неустойчивости разряд переходит скачком в двухмерное стационарное состояние с напряжением больше нормального и плотностью тока существенно меньше нормальной (ВАХ на рис. 2,а). С увеличением тока диаметр шнура сначала остается постоянным  $\sim 3$  мм, а потом увеличивается по закону нормальной плотности тока.

Значительно более сложная форма разряда возникает, если параллельно со стягиванием в разряде развиваются интенсивные колебания. В этом случае после развития неустойчивости наблюдаемый диаметр разряда может уменьшаться с током, а форма разряда меняться от цилиндрической до формы керосиновой лампы с сужением у анода (рис. 3). При малых токах, близких к границе неустойчивости, возникают сильные релаксационные колебания (периодически повторяющийся пробой).

Импульсы тока имеют малую длительность около 1–3 мкс, не зависящую от тока, и большую амплитуду (несколько мА), значительно превышающую средний ток разряда в этом режиме (20–100 мкА). Период  $T$  следования импульсов составляет несколько сотен мкс. Напряжение на разряде имеет форму, близкую к пилообразной. Амплитуда импульсов мало изменяется при изменении тока.

До импульса тока напряжение на разрядном промежутке увеличивается от некоторого значения  $V_2$  до напряжения пробоя  $V_1$ . Длительность этой стадии определяется постоянной  $RC$  цепи и ЭДС источника питания [12]. После этого накопившийся на электродах заряд  $Q = C(V_1 - V_2)$  разряжается через разряд. Характерное время этой стадии определяется, по-видимому, ионным временем  $\tau \sim v_i/L$ . На-

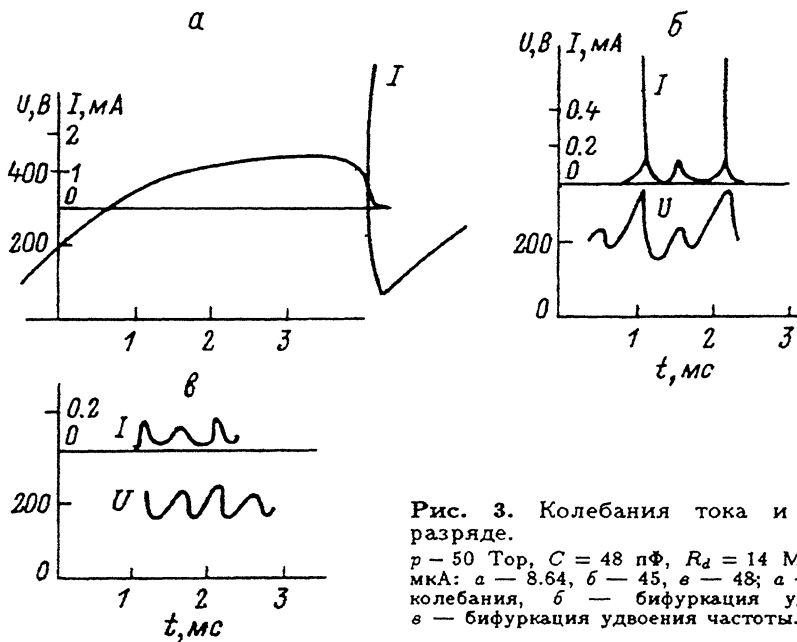


Рис. 3. Колебания тока и напряжения в разряде.  
 $p = 50$  Тор,  $C = 48$  пФ,  $R_d = 14$  МоМ,  $L = 9$  мм;  $I$ , мкА: а — 8,64, б — 45, в — 48; а — релаксационные колебания, б — бифуркация удвоения периода, в — бифуркация удвоения частоты.

пряжение падает до величины  $V_2$ , которая не зависит от тока и очень слабо зависит от параметров цепи ( $RC$ ) и параметров разряда ( $p, L$ ). В наших экспериментах величина  $V_2 \sim 100$  В. Отличие от напряжения, соответствующего нормальной плотности тока ( $V_n = 150$  В), по-видимому, связано с инерционными эффектами.

Амплитуда импульса тока

$$A \sim \frac{C(V_1 - V_2)}{\tau}$$

слабо зависит от среднего тока и растет с ростом  $pL$  и  $C$ . Например, при увеличении емкости ( $p = 50$  Тор,  $L = 8$  мм) от значения 50 до 100 Пф  $A$  увеличилась с 4.4 до 9 мА, а при уменьшении зазора от 9 до 4 мм уменьшилось до 1.5 мА. С ростом среднего тока  $\bar{I} \sim (A\tau)/T$  период уменьшается обратно пропорционально среднему току, поскольку величина  $A\tau = C(V_2 - V_1)$  не меняется.

При уменьшении  $T$  до критического значения  $T_c$  (например, для  $p = 50$  Тор,  $L = 9$  мм,  $T_c \sim 0.8$  мс) происходит бифуркация удвоения периода [12].  $T_c$  слабо зависит от параметров внешней цепи  $R, C$ . При бифуркации амплитуда импульсов резко уменьшается (в 4–8 раз), максимальное напряжение импульсов  $V_1$  уменьшается и становится меньше напряжения поджига, минимальное напряжение  $V_2$  слабо увеличивается. Форма импульса показана на рис. 3,б. При дальнейшем увеличении среднего тока форма импульсов напряжения не меняется, а уменьшается их период. В этом случае между импульсами тока сквозь разряд течет малый, но сравнимый со средним ток. При уменьшении периода до  $T_c$  происходит обратная бифуркация удвоения частоты. Колебания тока скачком меняют свою форму. Вместо импульсов с большой скважностью возникают колебания с модуляцией тока порядка 10–50% (рис. 3,в). Период и амплитуда колебаний тока и напряжения при увеличении тока разряда изменяются сложным образом, возникают моды с несоизмеримыми частотами, наблюдаются их взаимодействие (суммарные частоты) и бифуркации удвоения периода. Частоты мод меняются от 8 до 15 кГц, причем, как правило, наблюдаются первые 3 гармоники каждой моды колебаний. Наблюдались скачки глубины модуляции тока разряда без изменения среднего тока, напряжения на разряде и диаметра пятна. При увеличении среднего тока амплитуда колебаний может меняться немонотонно, но при достаточно больших токах (50–100 мкА) разряд переходит в нормальный тлеющий разряд без колебаний.

Помимо колебаний и стягивания в поперечном направлении в переходном режиме наблюдаются страты в области катода. Было видно 3–4 пространственных периода с длиной около 1 мм.

### Заключение

В работе показано, что с увеличением ( $pL$ ) таунсендовский разряд становится неустойчивым при все меньших токах. В зависимости от параметров развитие неустойчивости может привести как к пространственно-неоднородной стационарной форме разряда, так и к колебательному режиму, сопровождаемому релаксационными или почти синусоидальными колебаниями. В отличие от нормального тлеющего разряда диаметр такого разряда может уменьшаться с ростом тока.

## Список литературы

- [1] *Seeliger R. Schnehel J.* // Phys. Zs. 1925. Vol. 26. N 13. P. 471-473.
- [2] *Сена Л.А., Рязанцева И.Р.* // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 8. С. 1644.
- [3] *Мелегин В.Н., Наумов Н.Ю.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1521.
- [4] *Клярфельд В.Н., Гусева Л.Г., Покровская А.С.* // ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 704.
- [5] *Иориш Ю.А., Подколзин В.Д.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 1. С. 536.
- [6] *Колобов В.И., Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 11. С. 22.
- [7] *Цендин Л.Д.* Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 169. Там же. № 2. С. 400.
- [8] *Ульянов К.Н., Чулков В.В.* // ТВТ. 1988. Т. 26. № 5. С. 843.
- [9] *Энгель А., Штенбек М.* Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. М.; Л.: ОНТИ, 1936. 382 с.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. С. 736.
- [11] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [12] *Мелегин В.Н., Наумов Н.Ю.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 461.

С.-Петербургский государственный  
технический университет

Научно-производственное объединение "Плазма"  
Рязань

Поступило в Редакцию  
18 апреля 1993 г.